

Untersuchungen
zur Funktion
des Schalenkreuzanemometers

Ahmed Abdallah Makky

1981

Untersuchungen
zur Funktion
des Schalenkreuzanemometers

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München



vorgelegt von
Ahmed Abdallah Makky
aus
Damanhour / Ägypten

5. Mai 1981

1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Hofmann

2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Egger

Tag der mündlichen Prüfung: 19.6.1981



Gedruckt mit Unterstützung des
Deutschen Akademischen Aus-
tauschdienstes

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Abbildungen	S. 3
Vorwort	S. 5
Zusammenfassung	S. 6
Einleitung	S. 7
1. Die Windkräfte auf eine einzelne Schale	S. 8
2. Ein einfaches Modell für das Drehmoment bei bewegtem Schalenkreuz (nach SCHRENK)	S. 11
3. Ein verbessertes Modell zur Berechnung des Drehmoments bei bewegtem Schalenkreuz	S. 14
4. Die Bewegungsgleichung für das träge Schalenkreuzanemometer	S. 20
4a. Der quasistationäre Fall	S. 26
4b. Das Angleichen an den quasistationären Fall bei sprunghaft veränderter Windgeschwindigkeit (unter Vernachlässigung der Reibung)	S. 32
5. Das Verhalten des trägen Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke	S. 35
6. Der Trägheitsfehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke	S. 42
Literaturverzeichnis	S. 47

- Abb. 1.1: Windgeschwindigkeit V , Bahngeschwindigkeit U , Kraft K und Winkel α bei einer ruhenden Schale.
- Abb. 1.2: Mittlere Funktion $f(\alpha)$ und ihre Approximation durch eine Fourierreihe.
- Abb. 2.1: Windgeschwindigkeitsverhältnisse an einem Schalenpaar in dem Augenblick, wo der Schalenarm und die Windrichtung aufeinander senkrecht stehen.
- Abb. 3.1: Windgeschwindigkeit V , Bahngeschwindigkeit U , Relativgeschwindigkeit W und Winkel α und β bei einer bewegten Schale.
- Abb. 3.2: Das mittlere Drehmoment $\bar{D}_*$ in Abhängigkeit von U_* .
- Abb. 4.1: Das Drehmoment D_* in Abhängigkeit vom Winkel α bei
a) $U_* = 0,000$ b) $U_* = 0,357$ c) $U_* = 0,714$
für 3...7-schalige Anemometer.
- Abb. 4.1d: Das Drehmoment D_* in Abhängigkeit vom Winkel bei $U = 0,357$ ($\bar{D}_* = 0$) für eine Schale
- Abb. 4.2: Die Bahngeschwindigkeit U_* in Abhängigkeit vom Winkel α für 3...7-schalige Anemometer im quasistationären Fall bei $L_* = 0,10$.
- Abb. 4.3: Das Drehmoment D_* in Abhängigkeit vom Winkel α für 3...7-schalige Anemometer im quasistationären Fall bei $L_* = 0,10$.
- Abb. 4.4: Die Anströmung der bewegten Schale im quasistationären Fall.

Abb. 4.5: Anpassung der relativen Bahngeschwindigkeit U_{rel} bei sprunghaft auf einen neuen konstanten Wert übergehender Windgeschwindigkeit bei verschiedenen Werten L_{rel}

- a) bei zunehmender
- b) bei abnehmender Windgeschwindigkeit

Abb. 5.1: Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit V_{rel} , der Bahngeschwindigkeit U_{rel} und der normierten Bahngeschwindigkeit $V_{B_{\text{rel}}} = U_{\text{rel}} / 0,357$ bei $A = 0,5$, $L_{\text{rel}} = 0,06$ und verschiedenen (normierten) Periodendauern

a)	b)	c)	d)
$T_p = 500$	100	10	5

Abb. 5.2: Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit V_{rel} , der Bahngeschwindigkeit U_{rel} und der normierten Bahngeschwindigkeit $V_{B_{\text{rel}}} = U_{\text{rel}} / 0,357$ bei $T_p = 50$, $L_{\text{rel}} = 0,06$ und verschiedenen relativen Amplituden

a)	b)	c)	d)
$A = 0,1$	0,2	0,3	0,6

Abb. 5.3: Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit V_{rel} , der Bahngeschwindigkeit U_{rel} und der normierten Bahngeschwindigkeit $V_{B_{\text{rel}}} = U_{\text{rel}} / 0,357$ bei $A = 0,6$, $T_p = 50$ und verschiedenen Trägheitsbeiwerten

a)	b)	c)	d)
$L_{\text{rel}} = 0,02$	0,05	0,1	0,2

Abb. 6.1: Vergleich von Schalenkreuz-, Hitzdraht- und Schallanemometer (nach YUTAKA (1970))

Abb. 6.2: Relative Mehranzeige des Anemometers in % in Abhängigkeit von der normierten Frequenz Ω

Abb. 6.3: Filterkurve des Anemometers in Abhängigkeit von der normierten Frequenz Ω

Vorwort

Herrn Prof. Hofmann danke ich für die Einführung in die Thematik der vorliegenden Arbeit, sein stetes Interesse und die Hilfe bei auftauchenden Schwierigkeiten. Ihm und den Herren Lösslein und Wendt sowie Frau Weber danke ich für vielfache Hilfe bei der Gewinnung der endgültigen Form und den Herren Dr. Sinz und Dr. Schroers für Ihre Diskussionsbereitschaft sowie letzterem auch für umfangreiche Einweisungen zur praktischen Seite der Anemometrie. Herrn Beier danke ich für die Einführung in die Programmierung der Rechenmaschine Cyber 175 sowie manchen Rat bei der Durchführung der Arbeit.

Zusammenfassung

Ausgehend von der vom Wind auf eine einzelne Anemometerschale bewirkten Kraft wird das Drehmoment bei mehrschaligen Anemometern und unterschiedlicher Drehfrequenz berechnet. Dabei zeigt es sich, daß im stationären Fall bei konstanter Windgeschwindigkeit und konstanter Drehfrequenz das dreischalige Anemometer die geringste Veränderlichkeit des Drehmoments in Abhängigkeit von der Stellung des Schalenkreuzes hat.

Die sodann für das instationäre Verhalten des Anemometers abgeleitete Bewegungsgleichung läßt sich in eine einfachere Form bringen, bei der eine für das Anemometer charakteristische Länge bzw. eine aus dieser abgeleitete Größe zur Kennzeichnung der Trägheitseigenschaften ausreicht. An Hand dieser Gleichung wird zunächst der zeitliche Verlauf der Anemometeranzeige im Falle einer sprunghaften Änderung bei dann konstant bleibender Windgeschwindigkeit und sodann der zeitliche Verlauf bei zeitlich periodisch schwankendem Wind berechnet und in beispielhaften Schaubildern gezeigt. Das Gleiche geschieht bei der Darstellung der Filterwirkung und der Zu-Hoch-Anzeige des Schalenkreuzanemometers, was einen gewissen Einblick in das Verhalten des Anemometers im natürlichen Wind erlaubt.

Einleitung

Das Schalenkreuzanemometer ist das am meisten benutzte Gerät zur Messung der Windgeschwindigkeit. Dies ist in seiner Richtungsunabhängigkeit und wohl auch in dem fast linearen Zusammenhang zwischen der Windgeschwindigkeit und der Drehfrequenz des Schalensterns begründet, aber auch in der mechanischen Stabilität des Gerätes und der guten Konstanz der Kalibrierung.

Unerfreulich ist eine merkliche Zu-Hoch- Anzeige bei schwankender Windgeschwindigkeit. Diese wird zusammen mit der Frequenzabhängigkeit der Anzeige in der folgenden Arbeit untersucht und zwar rechnerisch, da es technisch nicht möglich ist, in dem benötigten Frequenzbereich sinusförmig schwankende Windgeschwindigkeiten zu erzeugen.

Einleitend werden einige allgemeine mit der Windmessung und dem Schalenkreuzanemometer zusammenhängende Fragen diskutiert.

1. Die Windkräfte auf eine einzelne Schale

Die vom Wind bewirkten Kräfte beim Schalenkreuzanemometer beruhen auf der Staudruckwirkung. Diese Schalenkreuzanemometer tragen auf einer senkrechten Achse einen Stern von mindestens drei meist halbkugeligen Schalen; in eine Windströmung gebracht, rotieren sie um die Achse.

Da die Schalen in jedem Augenblick der Umdrehung des Schalenkreuzes in einer anderen Stellung zur Strömung stehen, ist der zeitliche Verlauf des auf sie wirkenden Staudrucks eine sehr verwickelte Funktion. Der Staudruck ist dem Quadrat der Windgeschwindigkeit proportional, falls die Schale in Ruhe ist. Befindet sich die Schale in rotierendem Zustand, so ist der Staudruck dem Quadrat der Relativgeschwindigkeit proportional.

Das Drehmoment D ist das Produkt aus dem Abstand r des Schalenmittelpunktes von der Achse und der zur Schalenbahn tangentialen Komponente K der vom Staudruck bewirkten Kraft. Für diese gilt bei ruhender Schale

$$K = f(\alpha) \frac{\rho}{2} a^2 \pi V^2 \quad (1.1)$$

wobei ρ die Luftdichte, $a^2 \pi$ die Querschnittsfläche der Schale mit dem Radius a , V die Windgeschwindigkeit, α der Winkel zwischen der Windrichtung und der jeweiligen Tangente an die Schalenbahn und $f(\alpha)$ der vom Winkel α abhängige Proportionalitätsfaktor zwischen K und $\frac{\rho}{2} a^2 \pi V^2$ ist.

Diesen Proportionalitätsfaktor $f(\alpha)$ haben Brevoort und Joyner (1934) für einen weiten Bereich von Reynoldszahlen ($4 \times 10^4 \leq Re \leq 4 \times 10^5$) bestimmt. Für diese Arbeit soll eine mittlere Funktion benutzt und durch eine Fourierreihe approximiert werden:

$$f(\alpha) = K / \frac{1}{2} \rho a^2 \pi V^2 = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^n a_n \cos(n\alpha) \quad (1.2)$$

Die Güte der Übereinstimmung zeigt Abb. 1.2, wenn man bei $n = 12$ die Fourierkoeffizienten

$a_0 =$	1.00574962	$a_7 =$	.05579031
$a_1 =$	1.09844335	$a_8 =$	-.01452082
$a_2 =$	.22274304	$a_9 =$	-.01615381
$a_3 =$	-.21356921	$a_{10} =$	-.01889780
$a_4 =$	-.30616713	$a_{11} =$	-.01752427
$a_5 =$	-.03251689	$a_{12} =$	-.00044474
$a_6 =$	.12200988		

benutzt.

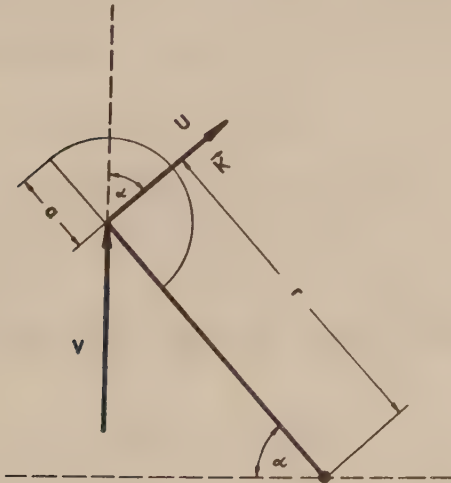


Abb. 1.1: Windgeschwindigkeit V , Bahngeschwindigkeit U , Kraft K und Winkel α bei einer ruhenden Schale.

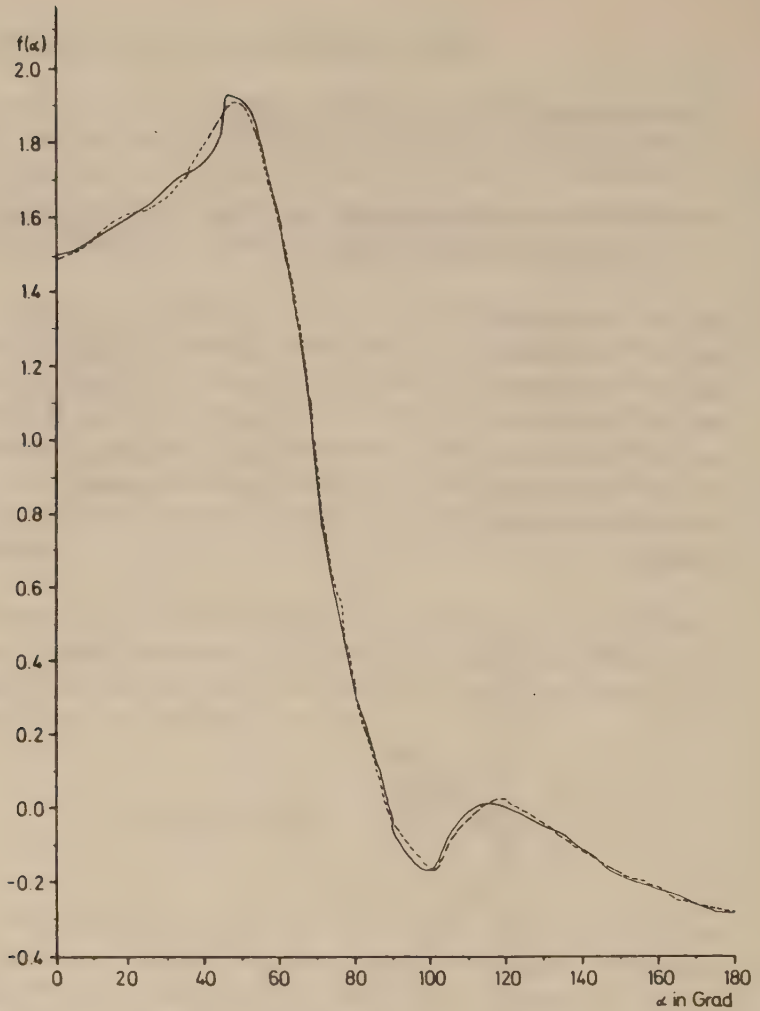


Abb. 1.2: Mittlere Funktion $f(\alpha)$ und ihre Approximation durch eine Fourierreihe.

2. Ein einfaches Modell für das Drehmoment bei bewegtem Schalenkreuz (nach Schrenk)

Wie schon Thiesen (1877) und auch Patterson (1926) angegeben haben, muß das Integral über das Drehmoment während einer ganzen Umdrehung verschwinden, wenn bei konstanter Windgeschwindigkeit das Schalenkreuz im stationären Zustand mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotiert

$$\int_0^{2\pi} D(\alpha) d\alpha = 0 \quad (2.1)$$

Die von den einzelnen Schalen bewirkten Drehmomente sind eine ziemlich komplizierte Funktion des Winkels α . Schrenks Modell geht von einem Schalenpaar in dem Moment aus, wo der Schalenarm und die Windrichtung aufeinander senkrecht stehen (siehe Abb. 2.1). Bezeichnet man dann die Bahngeschwindigkeit der Schalen mit U , so ist das von der linken Schale bewirkte Drehmoment durch

$$D_1 = f_1 \frac{1}{2} \rho \alpha^2 \pi (V-U)^2 \cdot r \quad (2.2)$$

gegeben, wobei $V-U$ die Relativgeschwindigkeit Schale-Luft, f_1 ein dem $f(\alpha)$ entsprechender Faktor ist, der v.a. von der Art der Anströmung abhängt (hier konkave Seite der Schale). Analog erhält man für die andere Schale mit dem Faktor f_2 (hier konvexe Seite angeströmt) und der Relativgeschwindigkeit $V+U$

$$D_2 = -f_2 \frac{1}{2} \rho \alpha^2 \pi (V+U)^2 \cdot r \quad (2.3)$$

Sieht man von eventuell vorhandenen weiteren Schalen und der Reibung ab, so folgt aus

$$D_1 + D_2 = 0 \quad (2.4)$$

$$f_1 \frac{1}{2} \rho a^2 \pi (V-U)^2 \cdot r = f_2 \frac{1}{2} \rho a^2 \pi (V+U)^2 \cdot r \quad (2.5)$$

über

$$\sqrt{f_1} (V-U) = \pm \sqrt{f_2} (V+U) \quad (2.6)$$

da nur die positive Lösung gelten kann, schließlich

$$\frac{U}{V} = \frac{\sqrt{f_1} - \sqrt{f_2}}{\sqrt{f_1} + \sqrt{f_2}} \quad (2.7)$$

d.h. Proportionalität zwischen der Bahngeschwindigkeit der Schalen (bzw. der Drehfrequenz der Achse $U/2\pi r$) und der Windgeschwindigkeit V .

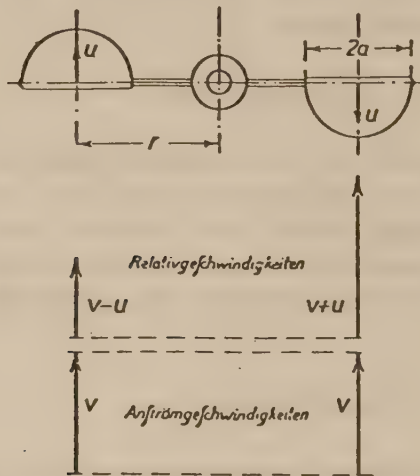


Abb. 2.1: Windgeschwindigkeitsverhältnisse an einem Schalenpaar in dem Augenblick, wo der Schalenarm und die Windrichtung aufeinander senkrecht stehen.

Aus Messungen hat Schrenk (1929) $f_1 = 1,33$, $f_2 = 0,33$ gefunden, woraus sich $U/V = 0,335$ ergibt, während Brevoort und Joyner (1934) $f_1 = 1,39$, $f_2 = 0,377$ und $U/V = 0,315$ fanden. $U/V = 0,562$ hat Wenger (1967) benutzt, der an Hand des einfachen Modells nach Schrenk auch das Trägheitsverhalten bei schwankendem Wind untersuchte.

Bei einem vierschäligen Schalenkreuz liegt die dem einfachen Modell entsprechende Situation näherungsweise vor, wenn zwei Schalenarme senkrecht zur Windrichtung (wie in Abb. 2.1), die beiden anderen in Windrichtung stehen. Dann ist die Wirkung dieser beiden Schalen in roher Näherung vernachlässigbar, fällt aber bei weiterer Drehung immer mehr ins Gewicht. Obwohl beim dreischäligen Anemometer die in Abb. 2.1 skizzierte Situation gar nicht vorkommen kann, entspricht sein Verhalten besser dem hier skizzierten einfachen Modell, da das Drehmoment D beim dreischäligen Anemometer eine geringere Variation mit dem Winkel α zeigt, als das vierschälige (siehe Abb. 4.1b, S. 23).

3. Ein verbessertes Modell zur Berechnung des Drehmomentes bei bewegtem Schalenkreuz

Die üblichen Darstellungen des Formbeiwertes $f(\alpha)$ ergeben bei ruhendem Schalenkreuz das Drehmoment zu

$$D = f(\alpha) \frac{1}{2} \rho \alpha^2 \pi V^2 r \quad (3.1)$$

Bei bewegtem Schalenkreuz weichen sowohl die Anströmgeschwindigkeit W als auch der Anströmwinkel β von den Werten V , für ein ruhendes Schalenkreuz ab, wobei sich das Drehmoment analog durch

$$D = f(\beta) \frac{1}{2} \rho \alpha^2 \pi W^2 r \quad (3.2)$$

beschreiben läßt. Bezieht man dieses Drehmoment wie

$$f(\alpha) = D / \frac{1}{2} \rho \alpha^2 \pi V^2 r \quad (3.3)$$

auf $\frac{1}{2} \rho \alpha^2 \pi V^2 r$ so erhält man

$$D_* = f(\beta) (W/V)^2 = F(\alpha, U/V) \quad (3.4)$$

ein normiertes Drehmoment, das wie β und W/V von α und U/V abhängt. Dabei ist $\vec{W}$ die Resultierende aus dem Windvektor $\vec{V}$ und dem (negativen) Vektor $-\vec{U}$ der Bahngeschwindigkeit und β der Winkel zwischen $\vec{W}$ und $\vec{U}$.

Wie man auch aus Abb. 3.1 sieht, wird

$$W^2 = V^2 + U^2 - 2UV \cos \alpha \quad (3.5)$$

$$\frac{U}{V} = \frac{\sin(180^\circ - \alpha - (180^\circ - \beta))}{\sin(180^\circ - \beta)} = \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin \beta} \quad (3.6)$$

und mit $U/V = U_*$, $W/V = W_*$

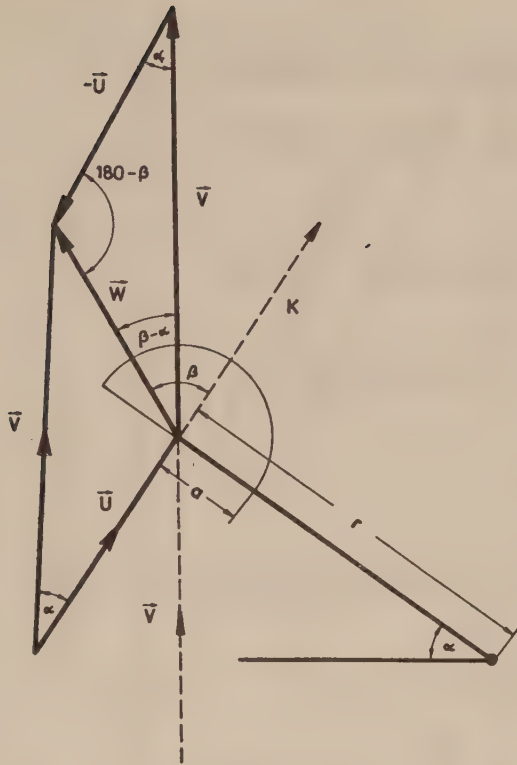


Abb. 3.1: Windgeschwindigkeit V , Bahngeschwindigkeit U , Relativgeschwindigkeit W und Winkel α und β bei einer bewegten Schale.

$$W_*^2 = 1 + U_*^2 - 2 U_* \cos \alpha \quad (3.7)$$

$$U_* = \cos \alpha - \cot \beta \sin \alpha \quad (3.8)$$

bzw.

$$\cot \beta = (\cos \alpha - U_*) / \sin \alpha \quad (3.9)$$

$$\beta = \arctan \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha - U_*} \quad (3.10)$$

und damit

$$D_* = F(\alpha, U_*) = f\left(\arctan \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha - U_*}\right) (1 + U_*^2 - 2 U_* \cos \alpha) \quad (3.11)$$

Der Mittelwert des D_*

$$\overline{D_*} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(\alpha, U_*) d\alpha = \overline{F}(U_*) \quad (3.12)$$

hängt nur noch von der relativen Bahngeschwindigkeit U_* ab. $\overline{D_*}$ verschwindet für ein bestimmte U_{*0} ($F(U_{*0}) = 0$), das dem U_* des stationären reibungsfreien Falles entspricht, sofern das Schalenkreuz eine so große Trägheit hat, daß die Schwankungen des U_* während einer Umdrehung (s. 4.2.) vernachlässigbar klein sind. Bei $U_* < U_{*0}$ ist $\overline{D_*} > 0$, d.h. das Anemometer wird beschleunigt, bei $U_* > U_{*0}$ ist $\overline{D_*} < 0$, d.h. das Anemometer wird verzögert (siehe Abb. 3.2).

FUER 3 - SCHALIGE ANEMOMETER

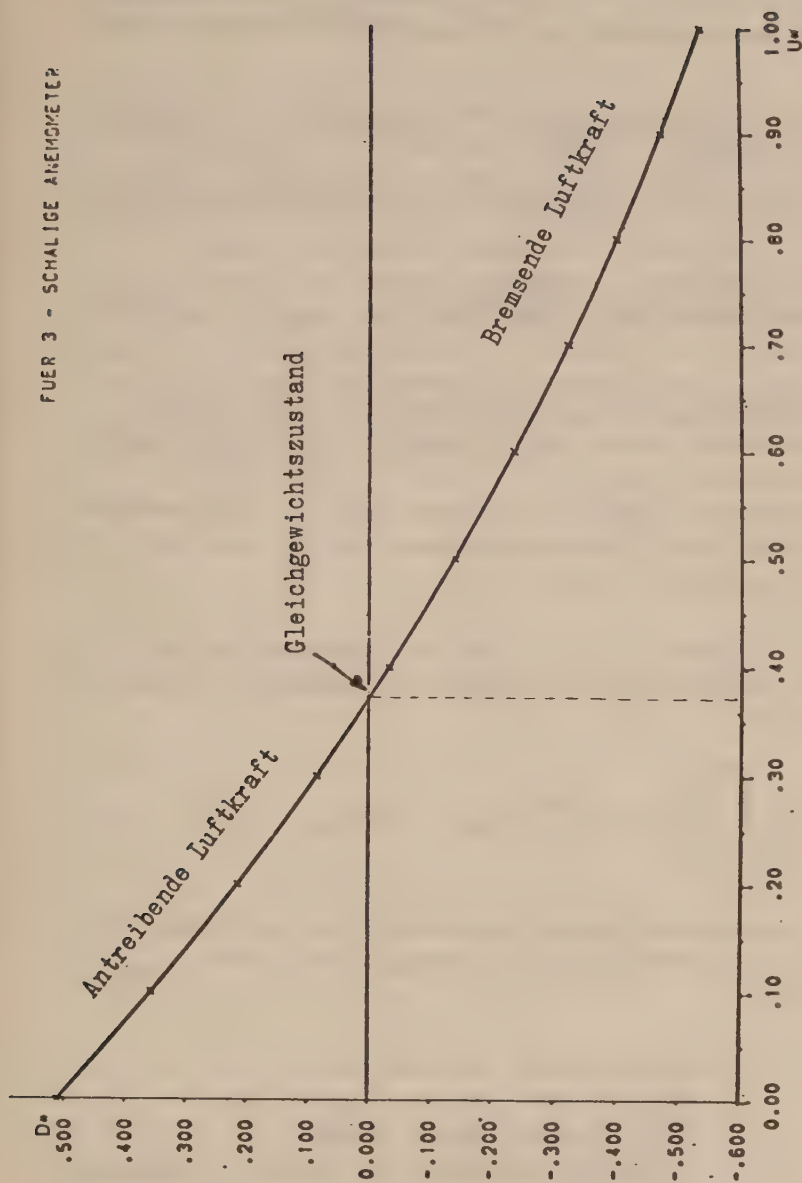


Abb. 3.2: Das mittlere Drehmoment $\bar{D}_m$ in Abhängigkeit von U_w .

Teilt man das Drehmoment des einfachen Modells nach Schrenk

$$D = D_1 + D_2 = \frac{1}{2} \rho a^2 \pi r [f_1 (V-U)^2 - f_2 (V+U)^2] \quad (3.13)$$

durch $2 \cdot \frac{1}{2} \rho a^2 \pi V^2 \cdot r$ (2 wegen der 2 Schalen) so erhält man

$$\overline{D}_* = D_* = \frac{1}{2} [f_1 (1-U_*)^2 - f_2 (1+U_*)^2] \quad (3.14)$$

Mit den Werten $U_* = 0$, $D_* = 0,503$ und $U_* = 0,357$, $D_* = 0$ des verbesserten Modells ergibt sich $f_1 = 1,297$, $f_2 = 0,291$, was ganz gut zu $f(0)$ bzw. $-f(180)$ (siehe Abb. 1.2) paßt. Ferner weicht das so berechnete $\overline{D}_*(U_*)$ des einfachen Modells nach (3.14) nicht entscheidend von $D_*(U_*)$ des verbesserten Modells nach (3.12) ab.

$\overline{D}_* = \overline{F}(U_*)$ nach 3.12 gilt auch bei mehrschaligen Anordnungen, sofern man das Drehmoment infolge der N Schalen durch N teilt.

$$\overline{D}_* = \frac{1}{N} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sum_{n=1}^N F\left(\alpha + \frac{360n}{N}, U_*\right) = \overline{F}(U_*) \quad (3.15)$$

und vom Einfluß der Schalen aufeinander absieht. Insbesondere gilt bei allen mehrschaligen Anordnungen das gleiche U_{*0} (hier $0,357$).

Wie die Abb. 4.1a,b,c zeigen, in denen für

$$U_* = 0,000 \quad 0,357 \quad 0,714$$

$$\overline{D}_* = 0,503 \quad 0,000 \quad -0,357$$

für $(N =) 3 \dots 7$ -schalige Anemometer das normierte Drehmoment

$$D_{*}(\alpha, U_{*}) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N F\left(\alpha + \frac{n}{N} \cdot 360^{\circ}, U_{*}\right) = F_N(\alpha, U_{*})$$

dargestellt ist, sind die Abweichungen der D_{*} - Werte von ihrem Mittelwert $\overline{D}_{*}$ bei mehrschaligen Schalenkreuzen kleiner als beim einschaligen. Freilich nimmt, wie man insbesondere beim praktisch wichtigen Fall $U_{*} = U_{*0}$, $\overline{D}_{*} = 0$ (Abb. 4.1b entspricht dem stationären Fall) sieht, die Schwankung keinesfalls monoton mit zunehmender Schalenzahl ab. Vielmehr zeigt das dreischalige Anemometer bei $D_{*} = 0$ geringere Unterschiede beim $D_{*}(\alpha)$ als das vierschalige, was nicht zuletzt dazu führte, daß in den letzten Jahren die früher vorherrschenden vierschaligen Anemometer durch dreischalige ersetzt wurden.

4. Die Bewegungsgleichung für das träge Schalenkreuzanemometer

Bezeichnet man das Trägheitsmoment des aus N Schalen bestehenden Schalenkreuzes mit $N \cdot J$, d.h. den gleichsam auf eine Schale entfallenden Anteil mit J , so lautet bei Vernachlässigung der Lagerreibung die Bewegungsgleichung

$$NJ \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = D = N \frac{1}{2} \rho V^2 a^2 \pi r D_*(\alpha, U_*) \quad (4.1)$$

bzw.

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} = \frac{1}{2} \rho V^2 \frac{a^2 \pi r}{J} D_*(\alpha, U_*) \quad (4.2)$$

Berechnet man das Trägheitsmoment je Schale näherungsweise als das einer Halbkugelschale des Radius a , der Dicke d und aus einem Material der Dichte ρ_S , die von der Drehachse den Abstand r hat, so wird mit

$$J = 2 a^2 \pi d \rho_S r^2 \quad (4.3)$$

$$\frac{1}{2} \rho V^2 \frac{a^2 \pi r}{2 a^2 \pi d \rho_S r^2} = \frac{1}{4} \frac{\rho \bar{V}^2}{\rho_S d r} \left(\frac{V}{\bar{V}} \right)^2 = \eta^2 \left(\frac{V}{\bar{V}} \right)^2 \quad (4.4)$$

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} = \eta^2 \left(\frac{V}{\bar{V}} \right)^2 D_*(\alpha, U_*) \quad (4.5)$$

wofür man mit $T = \eta t$ auch

$$\frac{d^2 \alpha}{dT^2} = \left(\frac{V}{\bar{V}} \right)^2 D_*(\alpha, U_*) \quad (4.6)$$

schreiben kann. Diese dimensionslose Form der Bewegungsgleichung enthält explizit keine von den Abmessungen und dem Material des Anemometers abhängigen Terme mehr. Diese sind, wie auch die konstante Bezugswindgeschwindigkeit $\bar{V}$ in der "dimensionslosen Zeit" T enthalten, wodurch sich die Anzahl der bei der Diskussion der Lösung zu betrachtenden "unterschiedlichen Fälle" merklich verringert. Das gilt insbesondere für den Fall der Anpassung an eine konstante Windgeschwindigkeit (Kap. 4), aber auch bei zeitlich periodischem Wind mit $V/\bar{V} = 1 + A \sin \Omega T = 1 + A \sin \omega t$ (Kap. 5)

Die zur Zeitnormierung benutzte Größe

$$\tau = 1/\eta = t/T = 2\sqrt{dr\rho_s/\rho} / \bar{V} \quad (4.7)$$

ist eine die Trägheit des Anemometers charakterisierende Zeit, ihr mit $\bar{V}$ multiplizierter Wert

$$L = \tau \bar{V} = 2\sqrt{dr\rho_s/\rho} \quad (4.8)$$

ein die Trägheit des Anemometers charakterisierende Länge, die mit der Größe der vom Anemometer noch aufgelösten räumlichen Windinhomogenitäten zusammenhängt.

Mit den für übliche Anemometer geltenden Werten $d = 1 \text{ mm} = 10^{-3} \text{ m}$, $r = 10 \text{ cm} = 0,1 \text{ m}$, $\rho_s = 7,88 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ (Eisen), $\rho = 1,225 \text{ kg m}^{-3}$ (Luft, DIN 5450) ergibt sich $L = 1,6 \text{ m}$ und daraus für den später (Kap. 4 a) noch benötigten Wert

$$L_* = r/L = \frac{1}{2}\sqrt{(\rho/\rho_s)(r/d)} \quad (4.9)$$

der sich hier zu $L_* = 0,06$ errechnet. Wie die Formeln zeigen, sind der Verringerung der Trägheit durch konstruktive Maßnahmen enge Grenzen gesetzt. Die mitunter benutzten dünnen Kunststoffschalen (Ping-Pong-Bälle) ergeben mit $d = 0,2 \text{ mm}$ und $\rho_s = 1,2 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ $L = 0,3 \text{ m}$, was aber wohl schon unterhalb der aus Stabilitätsgründen vertretbaren Grenze liegt.

3 4 5 6 7

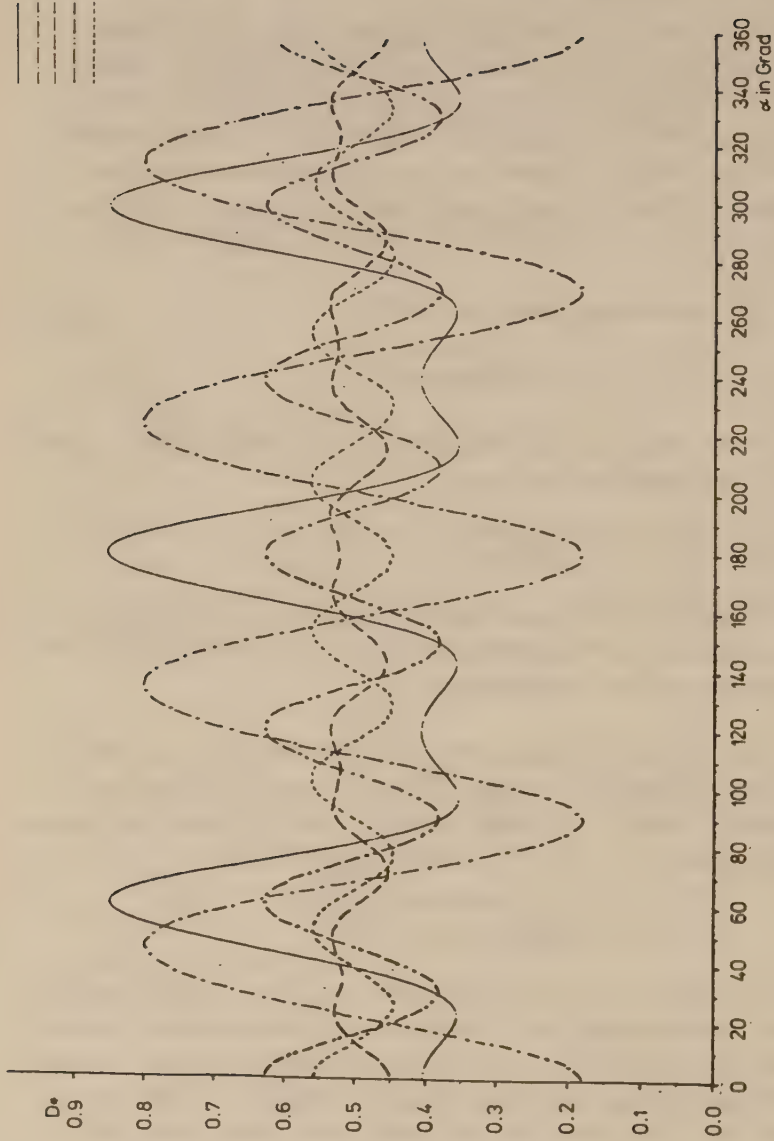


Abb. 4.1a : Das Drehmoment D_* in Abhängigkeit vom Winkel α bei
 $U_* = 0,000$ für 3...7-schalige Anemometer

3
4
5
6
7

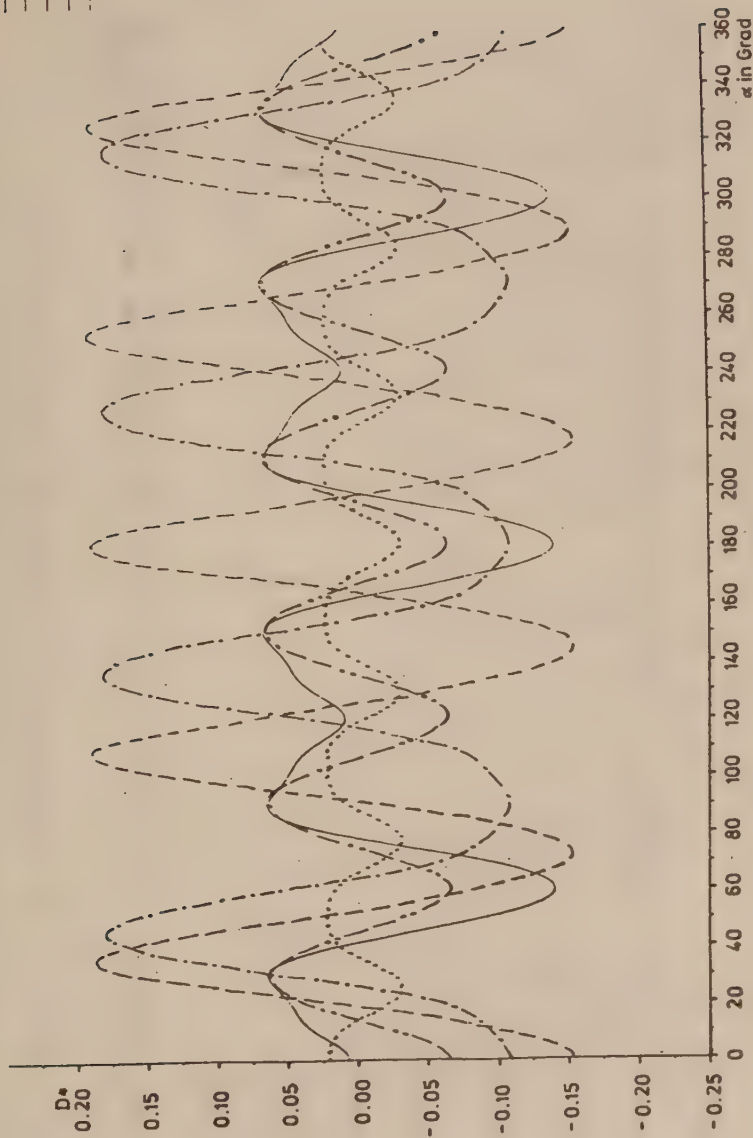


Abb.4.1b : Das Drehmoment D_x in Abhängigkeit vom Winkel α bei $U_* = 0,357$ für 3....7-schalige Anemometer

3 4 5 6 7

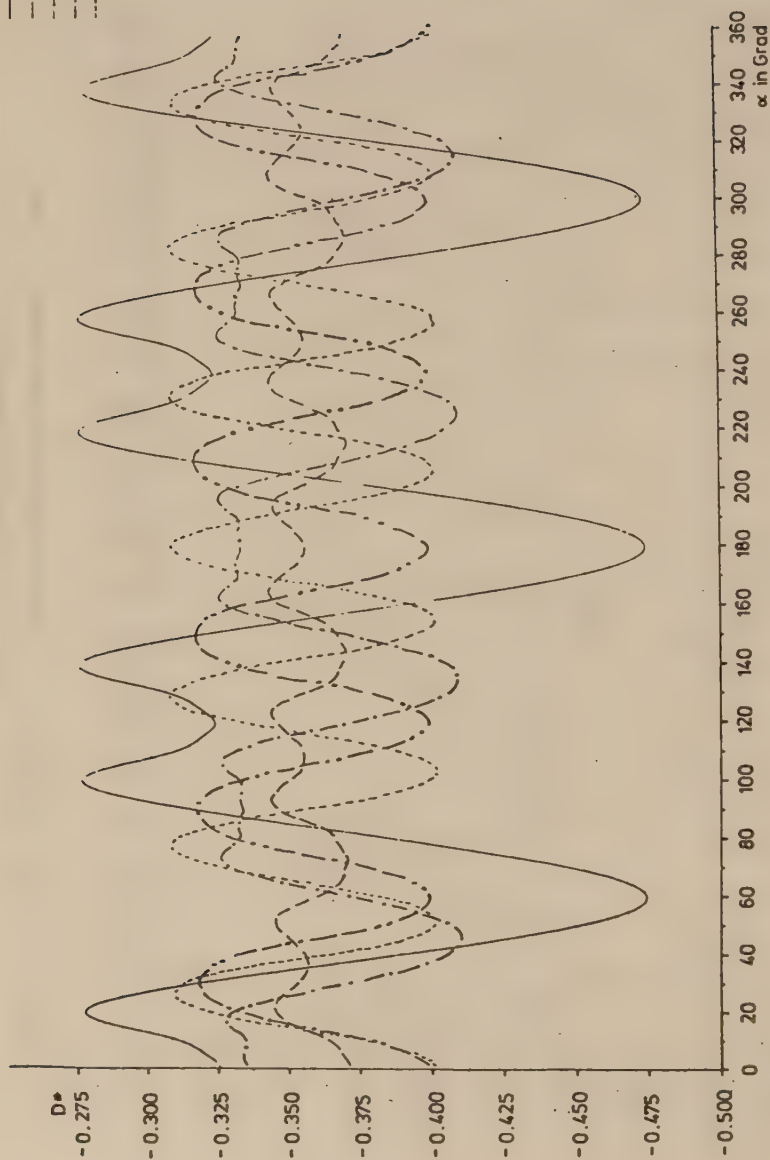


Abb. 4.1c : Das Drehmoment D_x in Abhängigkeit vom Winkel α bei
 $U_x = 0,714$ für 3...7-schalige Anemometer

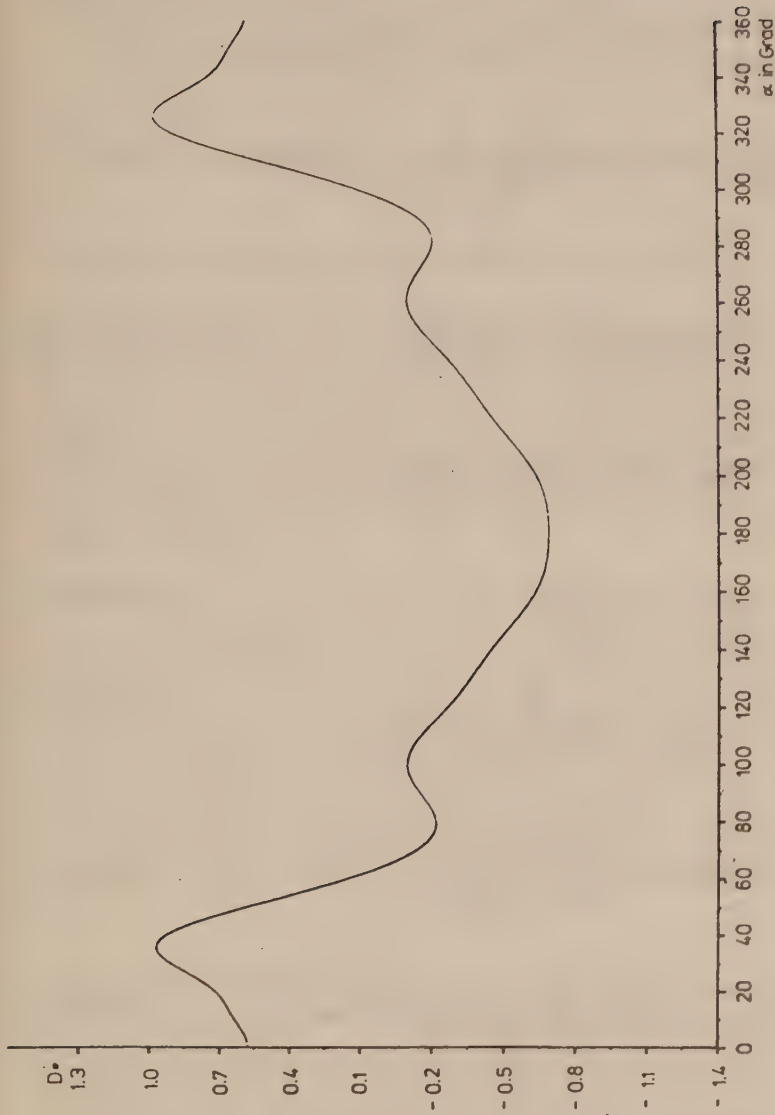


Abb. 4.1d : Das Drehmoment D_x in Abhängigkeit vom Winkel α bei $U_x = 0,357$ ($\bar{D}_x = 0$) für eine Schale

4a Der quasistationäre Fall

Wie oben schon gesagt wurde, vereinfacht sich im Fall einer konstanten Windgeschwindigkeit $V = \bar{V}$ (4.6) zu

$$\ddot{\alpha} = \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = D_*(\alpha, U_*) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N D_{*n}(\alpha_n, U_*) \quad (4.10)$$

mit

$$D_{*n}(\alpha_n, U_*) = f(\beta_n) W_{*n}^2 \quad (4.11)$$

$$W_{*n}^2 = 1 + U_*^2 - 2 U_* \cos \alpha_n \quad (4.12)$$

$$\alpha_n = \alpha + \frac{n}{N} 2\pi \quad (4.13)$$

$$f(\beta_n) = \frac{a_0}{2} + \sum_1^{12} a_i \cos i \beta_n \quad (4.14)$$

$$\tan \beta = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha - U_*} \quad (4.15)$$

$$U_* = \frac{U}{V} = \frac{r}{V} \frac{d\alpha}{dt} = \frac{r\eta}{V} \frac{d\alpha}{dT} = \frac{r}{L} \dot{\alpha} = L_* \dot{\alpha} \quad (4.16)$$

Diese Bewegungsgleichung wird im allgemeinen nur numerisch integrierbar sein, indem man ausgehend von einem $\alpha(0)$ und

einem $\dot{\alpha}(0) = U_{*}(0)/L_{*}$ nach (4.10) mit (4.11)...(4.16)
 $\ddot{\alpha}(0)$ berechnet und daraus mit einem passenden ΔT

$$\dot{\alpha}(1) = \dot{\alpha}(0) + \ddot{\alpha}(0) \cdot \Delta T \quad (4.17)$$

$$\alpha(1) = \alpha(0) + \dot{\alpha}(0) \Delta T + \frac{1}{2} \ddot{\alpha}(0) (\Delta T)^2 \quad (4.18)$$

Die Wiederholung des Verfahrens führt zu $\dot{\alpha}(2), \alpha(2)$ u.s.f.

Der gesuchte quasistationäre Fall ist erreicht, wenn $\dot{\alpha}(T) = U_{*}(T)/L_{*}$ - abgesehen von einer durch den Einfluß der Schalenperiodizität bewirkten Schwankung - konstant geworden ist. Exakt ist dies erst bei $T \rightarrow \infty$ der Fall. Man wird die Berechnung abbrechen, wenn die Differenz analoger U_{*} -Werte zweier aufeinanderfolgender Umdrehungen des Schalensterns hinreichend klein erscheint.

Abb. 4.2 zeigt das Ergebnis einer solchen Berechnung mit $L_{*} = 0,10$ für Anemometer mit $N = 3 \dots 7$ Schalen. Wie man sieht, sind die Abweichung des U_{*} von seinem Mittelwert $0,357$ mit Schwankungen, die meist unterhalb $\pm 0,001$ bleiben, gering, bei 4- und 5-schaligem Anemometer etwas größer als bei 3-schaligem, merklich kleiner bei 6- und 7-schaligem. Entsprechend der geringen Abweichung des U_{*} von seinem Mittelwert, unterscheiden sich die in Abb. 4.3 dargestellten D_{*} -Werte nur wenig von denen für konstantes $U_{*} = 0,357$, die in Abb. 4.1b dargestellt sind.

Für den quasistationären Fall ($U_{*} \approx 0,357$) wurden auch die im Anströmwinkel β und der Anströmgeschwindigkeit W_{*} zum Ausdrück kommende Anströmung einer Schale untersucht und in Abb. 4.4 so dargestellt, daß am Rande eines Einheitskreises, wo zur besseren Veranschaulichung einige Schalenpositionen eingezeichnet wurden, die für das Drehmoment D_{*} maßgebende relative Windgeschwindigkeit

$$\vec{W}_{*} = (W_{*} \cos \beta, W_{*} \sin \beta) \quad (4.19)$$

angetragen, d.h. jene Windgeschwindigkeit V_* , die bei einer ruhenden Schale in gleicher Position herrschen müßte, damit auf diese das gleiche Drehmoment D_* wirkt.

Für das Drehmoment D_* bei bewegter Schale ist die resultierende Windgeschwindigkeit $\vec{W}_*$ aus dem Windvektor $\vec{V}_*$ ($V_* = 1$) und der negativen Bahngeschwindigkeit $-\vec{U}_*$

$$\vec{W}_* = \vec{V}_* - \vec{U}_* \quad (4.20)$$

maßgebend. Trägt man $\vec{W}_*$ in der jeweiligen Position des Schalenmittelpunktes an einem Einheitskreis an, so gilt für den Anfangspunkt $P_1 (X_1, Y_1)$ des Vektors $\vec{W}_*$

$$X_1 = -\cos\alpha \quad Y_1 = \sin\alpha \quad (4.21a,b)$$

und für den Endpunkt $P_2 (X_2, Y_2)$

$$X_2 = -\cos\alpha - U_* \sin\alpha \quad Y_2 = \sin\alpha + 1 - U_* \cos\alpha \quad (4.22a,b)$$

sofern man $\vec{V} = (0, V_*)$ in die Y-Richtung zeigen läßt und α - wie oben schon gesagt wurde - der Winkel zwischen $\vec{V}_*$ und $\vec{U}_*$ ist.

Die Vektoren $\vec{W}_*$ sind in Abb.4.4 eingetragen, wobei zur besseren Veranschaulichung auch die Schalen an einigen Positionen eingezeichnet sind. Wie man sieht, ist bei bewegter Schale (mit $U_* = 0,357$) der Bereich, in dem die Schale beschleunigt wird ($-65^\circ < \alpha < 65^\circ \rightarrow D_* > 0$, siehe auch Abb. 4.1d), kleiner als bei ruhender ($-85^\circ < \alpha < 85^\circ \rightarrow D_* > 0$, siehe auch Abb. 1.2).

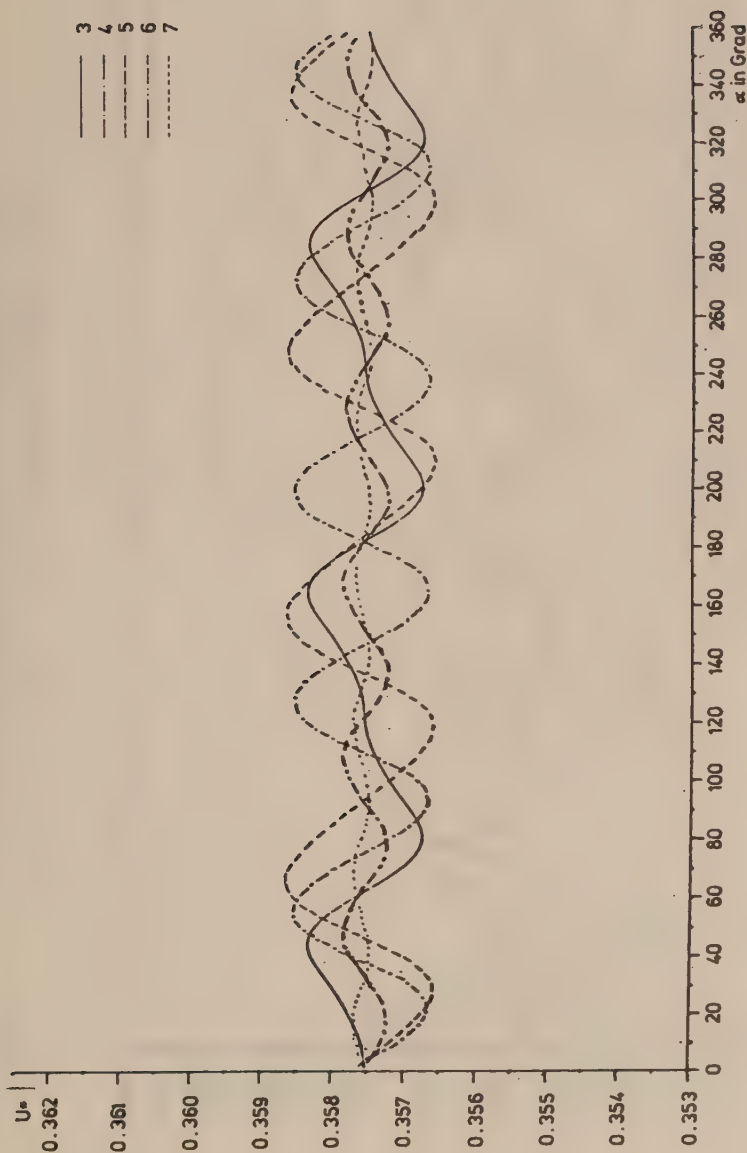


Abb. 4.2: Die Bahngeschwindigkeit U_* in Abhängigkeit vom Winkel α für 3...7-schallige Anemometer im quasistationären Fall bei $L_* = 0, 10$.

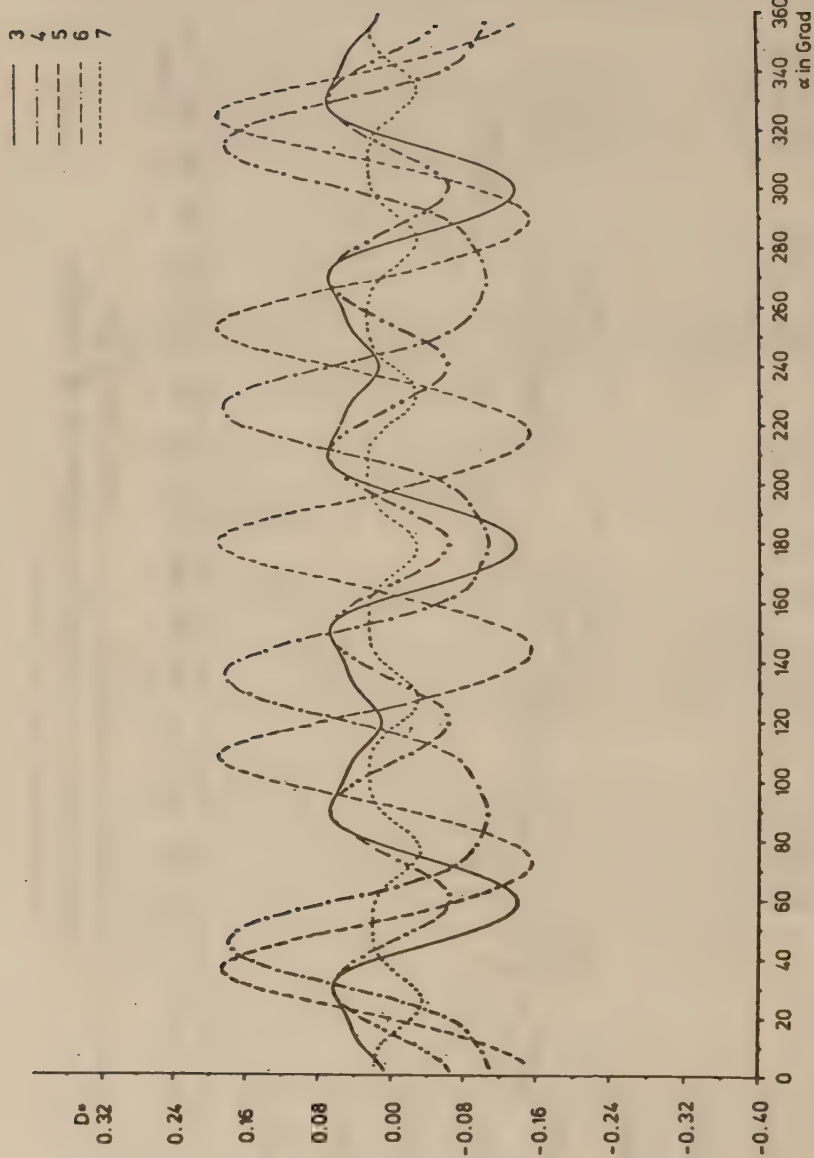


Abb. 4.3: Das Drehmoment D_α in Abhängigkeit vom Winkel α für 3...7-schalige Anemometer im quasistationären Fall bei $L_\alpha = 0, 10$.

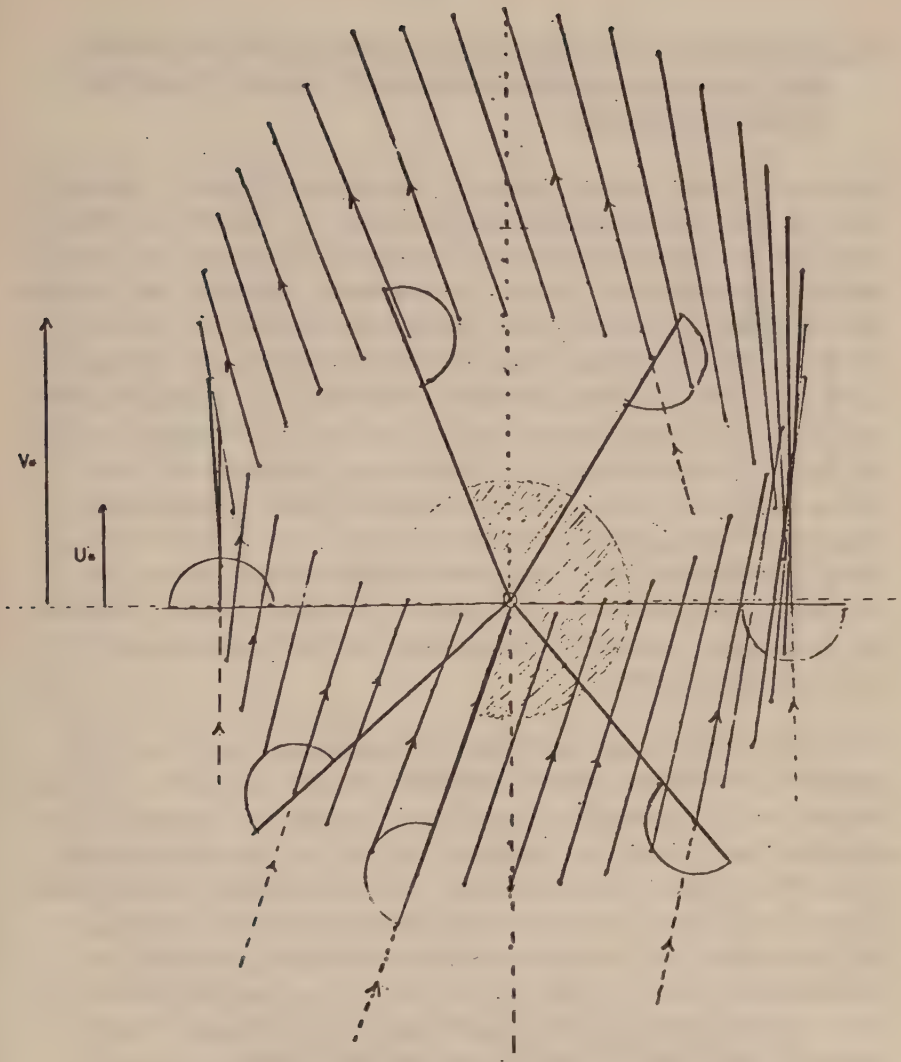


Abb. 4.4: Die Anströmung der bewegten Schale im quasistationären Fall.

4b Das Angleichen an den quasistationären Fall bei sprunghaft veränderter Windgeschwindigkeit (unter Vernachlässigung der Reibung)

Falls sich eine vorher konstante Windgeschwindigkeit sprunghaft in eine andere ebenfalls konstante $V = \bar{V}$ ändert, nähert sich die Bahngeschwindigkeit U - abgesehen von den im letzten Kapitel diskutierten kleinen Schwankungen (infolge der Schalenperiodizität) - asymptotisch einem neuen Grenzwert (hier $U = 0,357 V$). Da die diesen Vorgang beschreibenden Gleichungen 4.10 mit 4.16 die (neue) Windgeschwindigkeit V explizit nicht enthalten, gilt die Lösung $U_{\bullet}(T)$, die für verschiedene Werte des in 4.16 enthaltenen $L_{\bullet}$ in Abb. 4.5a,b dargestellt ist, für alle Werte V (außer $V = 0$). Die wirkliche Bahngeschwindigkeit $U = V U_{\bullet}$ und die wirkliche Zeit $t = T T = r T / L_{\bullet} V$ erhält man leicht etwa durch Umschreiben von Abszisse und Ordinate. Dabei muß, wie die Abb. 4.5a,b auch zeigt, zwischen dem Angleichen von höherer und niederer Windgeschwindigkeit unterschieden werden.

Bei großen Änderungen der Windgeschwindigkeit geht auch die Anpassung insofern unterschiedlich schnell vor sich, als bei abnehmender Windgeschwindigkeit das zunächst zu schnelle Schalenkreuz mehr durch die konvexen Seiten der Schalen gebremst wird, während die Beschleunigung bei zunehmender Windgeschwindigkeit mehr durch die konkaven Seiten der Schalen erfolgt. Bei Anströmung der konkaven Seite der Schale ist aber der Formbeiwert (mit $f = 1,39$ bei $\alpha = 0^\circ$) - abgesehen vom Vorzeichen - viel größer als bei Anströmung der konvexen Seite (mit $f = -0,38$ bei $\alpha = 180^\circ$), so daß der Anlauf rascher erfolgt als der Auslauf. Fand die Eichung bei gleichförmigem Wind statt, so liefert das Anemometer bei schwankender Windgeschwindigkeit zu hohe Werte.

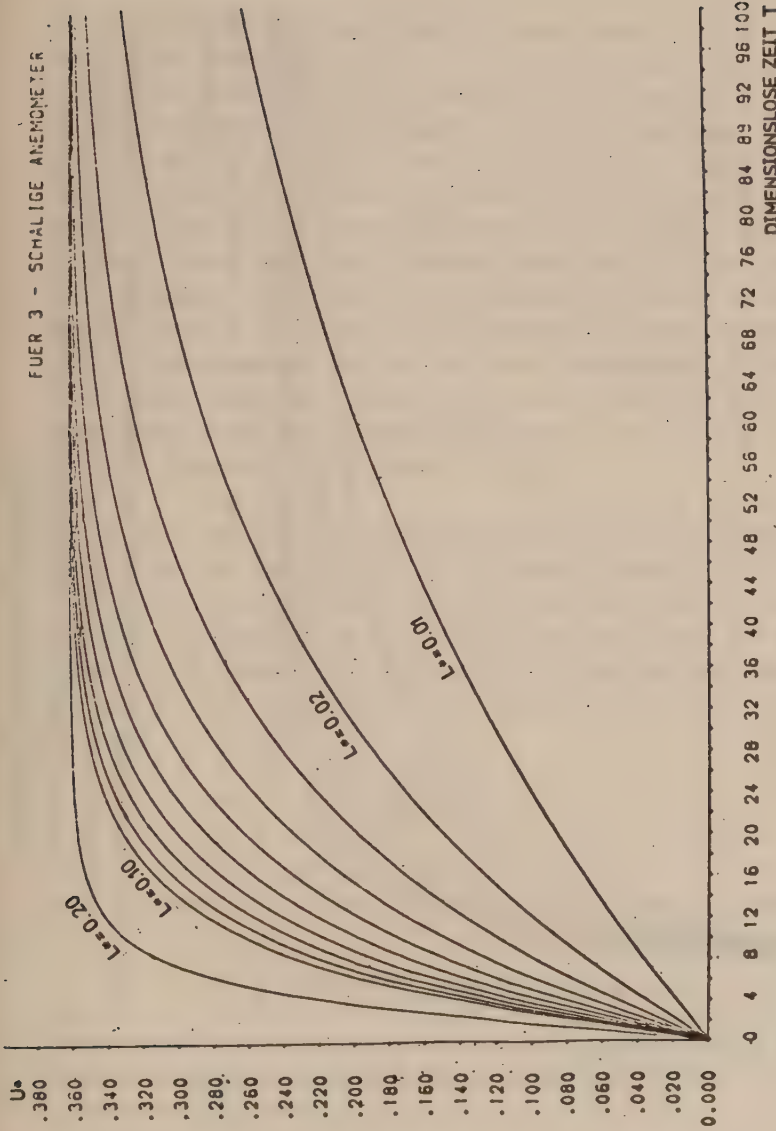


Abb.4.5a : Anpassung der relativen Bahngeschwindigkeit U_r bei sprunghaft auf einen neuen konstanten Wert übergehender Windschwindigkeit bei verschiedenen Werten für L , und zunehmender Windschwindigkeit

FUER 3 - SCHALIGE ANEMOMETER

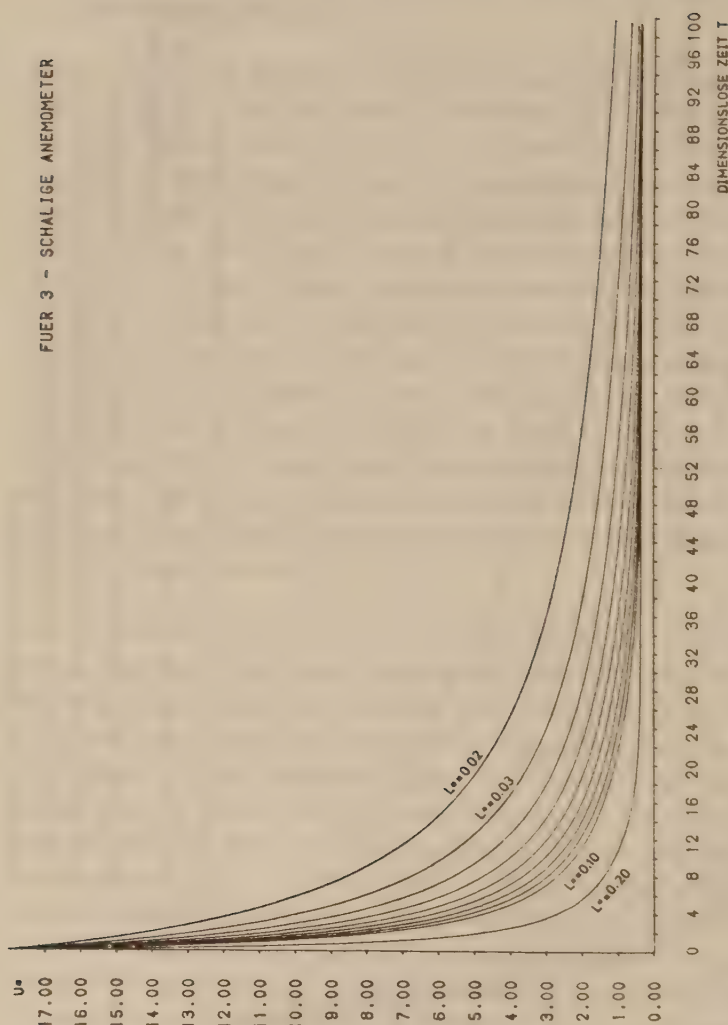


Abb.4.5b : Anpassung der relativen Bahngeschwindigkeit U^* bei sprunghaft auf einen neuen konstanten Wert übergelender Windschwindigkeit bei verschiedenen Werten für L^* und abnehmender Windschwindigkeit

5. Das Verhalten des trägen Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke

Bei der Messung fluktuierender meteorologischer Größen muß man bei sorgfältiger Analyse die Trägheit von Gebern und Schreibern sowie die Auswertemethodik beachten, da durch diese in Abhängigkeit von der Frequenz Amplitude und Phase des Meßsignals geändert werden. Zumeist wird aber der zeitliche Mittelwert der Meßgröße nicht geändert. Beim Schalenkreuzanemometer liegen die Verhältnisse insoferne noch komplizierter, als bei diesem nicht nur die Amplitude und die Phase von Schwankungen sondern auch der Mittelwert geändert werden. Das Instrument zeigt bei zunehmendem Wind geringere Trägheit als bei abnehmendem, so daß sich bei schwankender Windgeschwindigkeit daraus eine Zu-Hoch-Anzeige ergibt, die allerdings auch nicht dem quadratischen Mittel entspricht (Schrenk (1929) , Deacon (1950), Sanuki (1952)).

Die Fehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankendem Wind hängen vom Bau des Gerätes ab, in unserem Modell durch L_* beschrieben, und von der zeitlichen Struktur der Windgeschwindigkeit, also von deren Mittelwert, der Amplitude und der Frequenz der Schwankungen. Da sich fast beliebige zeitliche Verläufe als eine Summe von Sinusfunktionen darstellen lassen,

$$V = \bar{V} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(n\omega t + \varphi_n) \quad (5.1)$$

soll zunächst der einfachste Fall einer reinen Sinusfunktion

$$V = \bar{V} + a \sin \omega t \quad (5.2)$$

untersucht werden. Das Verhalten des Anemometers wird dann durch die schon angegebenen Gleichungen beschrieben, die in nichtnormierter Form

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} = \eta^2 f(\beta) W^2 / \bar{V}^2 \quad (5.3)$$

$$f(\beta) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{12} a_n \cos n\beta \quad (5.4)$$

$$W^2 = V^2 + U^2 - 2UV \cos \alpha \quad (5.5)$$

$$\tan \beta = \frac{V \sin \alpha}{V \cos \alpha - U} \quad (5.6)$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{U}{r} \quad (5.7)$$

lauten bzw. bei der Normierung mit

$$T = t \eta, \quad V_* = V/\bar{V}, \quad U_* = U/\bar{V}, \quad W_* = W/\bar{V} \quad (5.8a \dots d)$$

$$\frac{d^2 \alpha}{dT^2} = f(\beta) W_*^2 \quad (5.9)$$

$$f(\beta) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{12} a_n \cos n\beta \quad (5.10)$$

$$W_*^2 = V_*^2 + U_*^2 - 2U_* V_* \cos \alpha \quad (5.11)$$

$$\tan \beta = \frac{V_* \sin \alpha}{V_* \cos \alpha - U_*} \quad (5.12)$$

$$\frac{d\alpha}{dT} = U_* / L_* \quad (5.13)$$

Die einfache periodische Windfunktion nach 5.2 lautet dann

$$\Omega = \omega t / T = \omega / \eta = 2\pi / T_p$$

$$V_* = 1 - A \sin \Omega T \quad (5.14)$$

wobei $T_p = 2\pi / \Omega = 2\pi \cdot \eta / \omega$ die (normierte Periodendauer) ist. Das weitere Vorgehen entspricht dem bei $V = \bar{V} = \text{const}$ nach 4b, d.h. man berechnet zunächst mit angenommenen Ausgangswerten $\alpha(0), \dot{\alpha}(0) = U_*(0)/L_*$ nach (5.9) mit (5.13) $\ddot{\alpha}(0)$ und dann mit einem ebenfalls passend angenommenen ΔT

$$\dot{\alpha}(1) = \dot{\alpha}(0) + \ddot{\alpha}(0) \Delta T \quad (5.15)$$

$$\alpha(1) = \alpha(0) + \dot{\alpha}(0) \Delta T + \frac{1}{2} \ddot{\alpha}(0) (\Delta T)^2 \quad (5.16)$$

daraus wiederum $\ddot{\alpha}(1)$ und $\dot{\alpha}(2)$, $\alpha(2)$ u.s.f. Die gesuchte Lösung $U_*(T) = L_* \dot{\alpha}(T)$ ist erreicht, wenn sich die Rechenwerte aufeinanderfolgender Perioden hinreichend wenig voneinander unterscheiden. Um die Einlaufzeit kleinzuhalten, ist es zweckmäßig, $U_*(0) \approx 0,357$ zu wählen. Zum besseren Vergleich kann man dann den zeitlichen Verlauf von $V_*(T)$ dem von $V_{B*}(T) = U_*(T)/0,357$ gegenüberstellen. Wie Abb. 5.1 erkennen läßt ist bei niedrigen Frequenzen, d.h. großem T_p (Abb. a), V_{B*} , V_* . Mit zunehmender Frequenz, d.h. kleiner werdendem T_p (Abb. b, c), weicht V_{B*} immer mehr von V_* ab, bis sich schließlich bei hohen Frequenzen, d.h. kleinem T_p (Abb. d), das Anemometer fast mit konstanter Drehfrequenz bewegt.

Abb. 5.2 läßt erkennen, daß sich die Amplitude der Schwankung der Drehfrequenz proportional zur Amplitude der Windschwankung ändert. Insbesondere beim V_{B*} der Abb. d sieht man die Asymmetrie der Anemometerbewegung mit rascherem Anstieg und langsamerem Abfall. Abb. 5.3 schließlich zeigt von a) nach d) den Einfluß abnehmender Anemometerträgheit, wobei mit den Werten bei 4.9 (S. 21) das träge Anemometer bei a), das

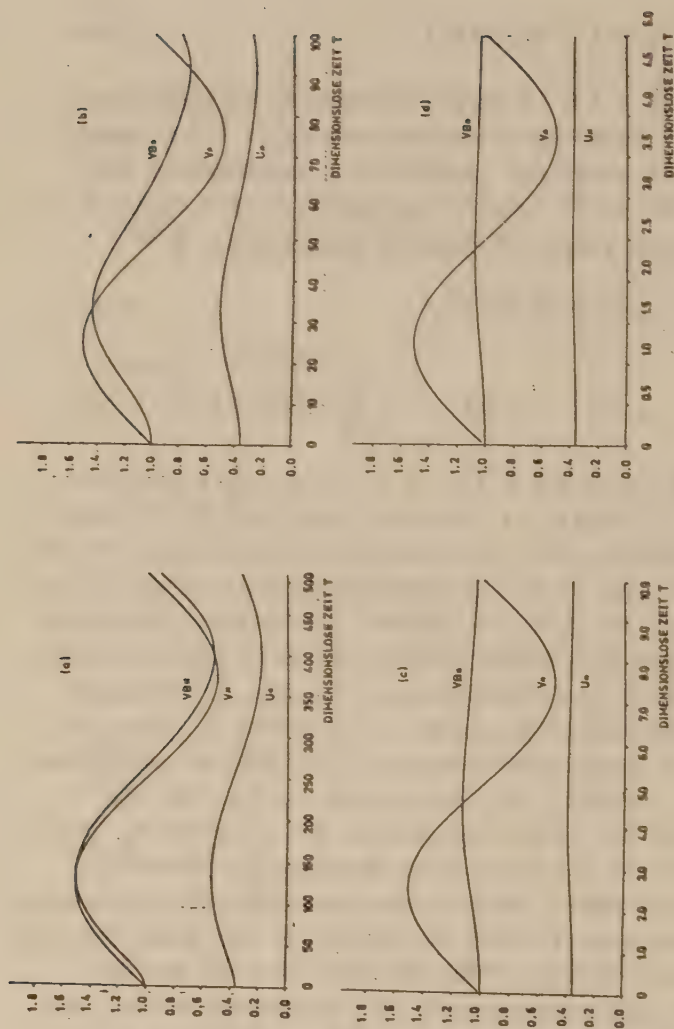


Abb. 5.1 : Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit V_M ,
der Bahngeschwindigkeit U_B und der normierten
Bahngeschwindigkeit $V_B = U_B / 0,357$ bei
 $A = 0,5$, $L_B = 0,06$ und verschiedenen (normierten)
Periodendauern

	a)	b)	c)	d)
$T_p =$	500	100	10	5

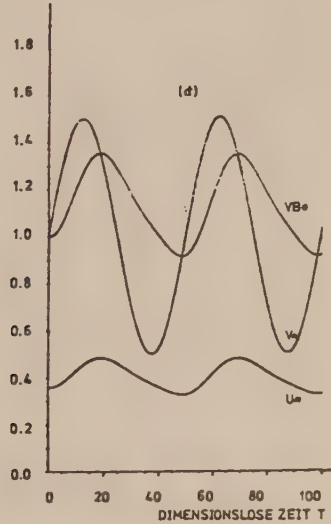
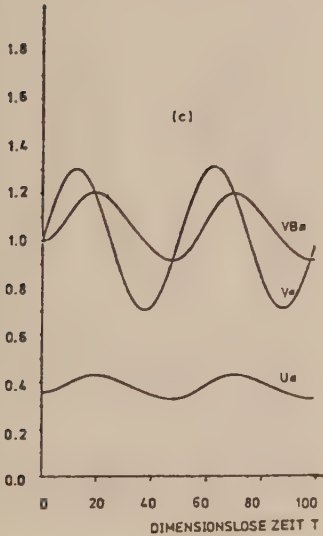
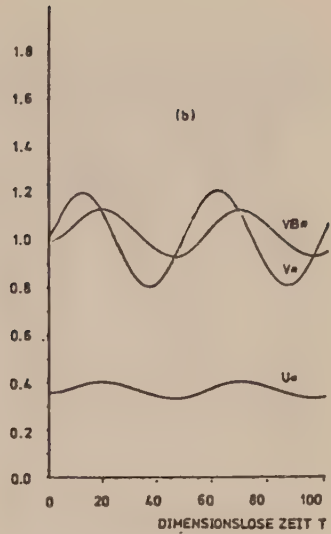
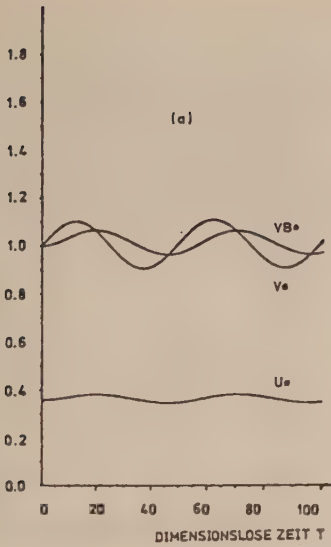


Abb. 5.2 : Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit V_w , der Bahngeschwindigkeit U_w und der normierten Bahngeschwindigkeit $V_{Bw} = U_w / 0,357$ bei $T_p = 50$, $L_w = 0,06$ und verschiedenen relativen Amplituden

a)	b)	c)	d)
$A = 0,1$	$0,2$	$0,3$	$0,6$

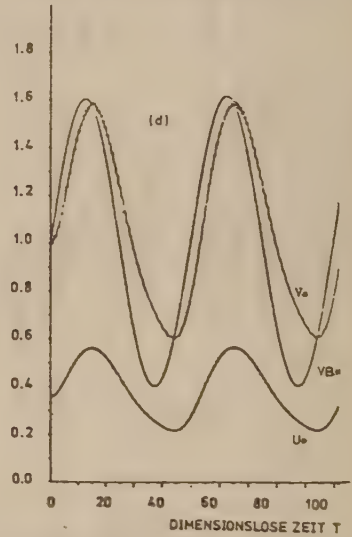
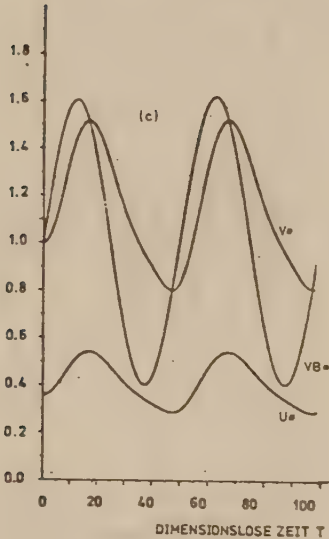
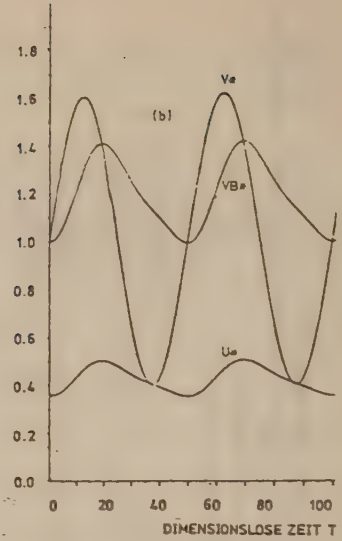
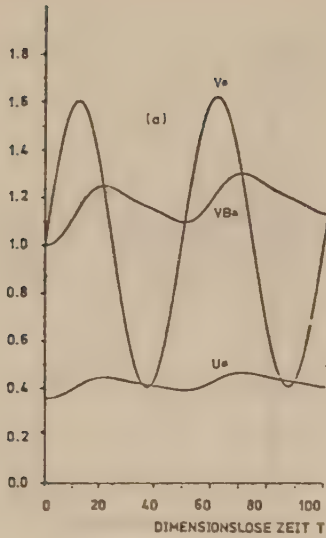


Abb. 5.3 : Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit V_w , der Bahngeschwindigkeit U_w und der normierten Bahngeschwindigkeit $V_{Bw} = U_w / 0,357$ bei $A = 0,6$, $T_p = 50$ und verschiedenen Trägheitsbeiwerten

a)	b)	c)	d)
$L_w = 0,02$	$0,05$	$0,1$	$0,2$

die Windschwankung nur sehr abgeschwächt mitmacht einer etwa 3 mm dicken Schale entspricht, während das Anemometer bei d), bei dem der Einfluß der Schalenperiodizität merklich werden würde, mit 0,3 mm Schalendicke für wirkliche Meßaufgaben wohl schon zu wenig stabil sein wird.

6. Der Trägheitsfehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke

Die Konstanten, deren Kenntnis für jedes Schalenkreuzanemometer erforderlich ist, um aus seinen Angaben die mittlere Windgeschwindigkeit zu bestimmen, lassen sich in verschiedener Weise ermitteln. Am einfachsten geschieht dies wie bei der üblichen Eichung im Windkanal dadurch, daß man das Anemometer längere Zeit hindurch jeweils einer konstanten Windgeschwindigkeit aussetzt und auf diese Weise die Beziehung zwischen der Windgeschwindigkeit und der Bahngeschwindigkeit der Schale bzw. der Drehfrequenz der Anemometerachse ermittelt. Diese Eichungen führen aber zu Fehlern, da sich das Schalenkreuzanemometer rascher hohen als niedrigeren Windgeschwindigkeiten anpaßt und so im natürlichen (schwankenden) Wind einen zu hohen Mittelwert ergibt. Dies zeigen u.a. Experimente von Yutaka, Norton (1970), in denen die Anzeige von Schalenkreuzanemometern mit denen von Schallanemometern (sonic anemometer) und Hitzdrahtanemometern (hot-wire-anemometer) verglichen wurde und die Zu-Hoch-Anzeigen bis zu 16 % ergaben (Abb.6.1).

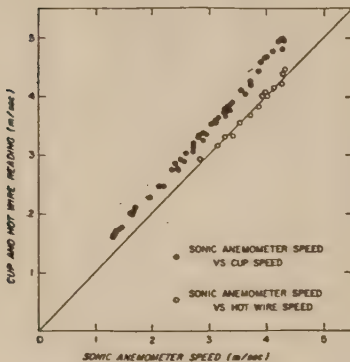


Abb. 6.1:
Vergleich von Schalenkreuz-, Hitzdraht- und Schallanemometern nach YUTAKA (1970)

Abb. 6.2 zeigt für eine einfach periodisch schwankende Windgeschwindigkeit

$$v/\bar{v} = v_* = 1 + 0,5 \sin \Omega T$$

die relative Mehranzeige

$$[\bar{U}_*(\Omega) - \bar{U}_*(0)] / \bar{U}_*(0)$$

des Anemometers in Abhängigkeit von der normierten Frequenz Ω . Wie man erwarten muß, nimmt der Fehler, der bei kleinen Frequenzen verschwindet, mit wachsender Frequenz zu und wird schließlich - hier bei rund 14 % - etwa konstant. Dabei verschieben sich die zu verschiedenen L_* - Werten gehörenden Kurven mit abnehmender Trägheit, d.h. größer werdenden L_* zu höheren Frequenzen. Ganz roh kann man sagen, daß der halbe Fehler etwa bei $\Omega / L_* \approx 1$ erreicht wird. Bei $\Omega / L_* > 10$ tritt die volle Zu-Hoch-Anzeige auf, bei $\Omega / L_* < 0,1$ ist sie vernachlässigbar. Daß die Kurven für die verschiedenen L_* nicht zu dem gleichen Grenzwert bei großem Ω führen, hängt damit zusammen, daß bei geringer Trägheit, d.h. großem L_* die Schalenperiodizität etwas zum Tragen kommt, wie man es schon bei Abb. 5.3d sehen konnte.

Wie dort schon bemerkt wurde, ist dies eher ein Ergebnis der Berechnungsmöglichkeiten, da so trägheitsarme Anemometer, die $L_* \approx 0,2$ entsprechen, wegen der geringen mechanischen Stabilität kaum benutzt werden. Da wegen der unerwartet hohen Trägheit auch Anemometer mit $L_* \approx 0,02$ wenig benutzt werden, beschreiben die 4 Kurven mit $0,02 \leq L_* \leq 0,2$ den praktisch vorkommenden Bereich.

In analoger Weise ist in Abb. 6.3 die Filterwirkung der Anemometer dargestellt, wobei die Ordinate die relative

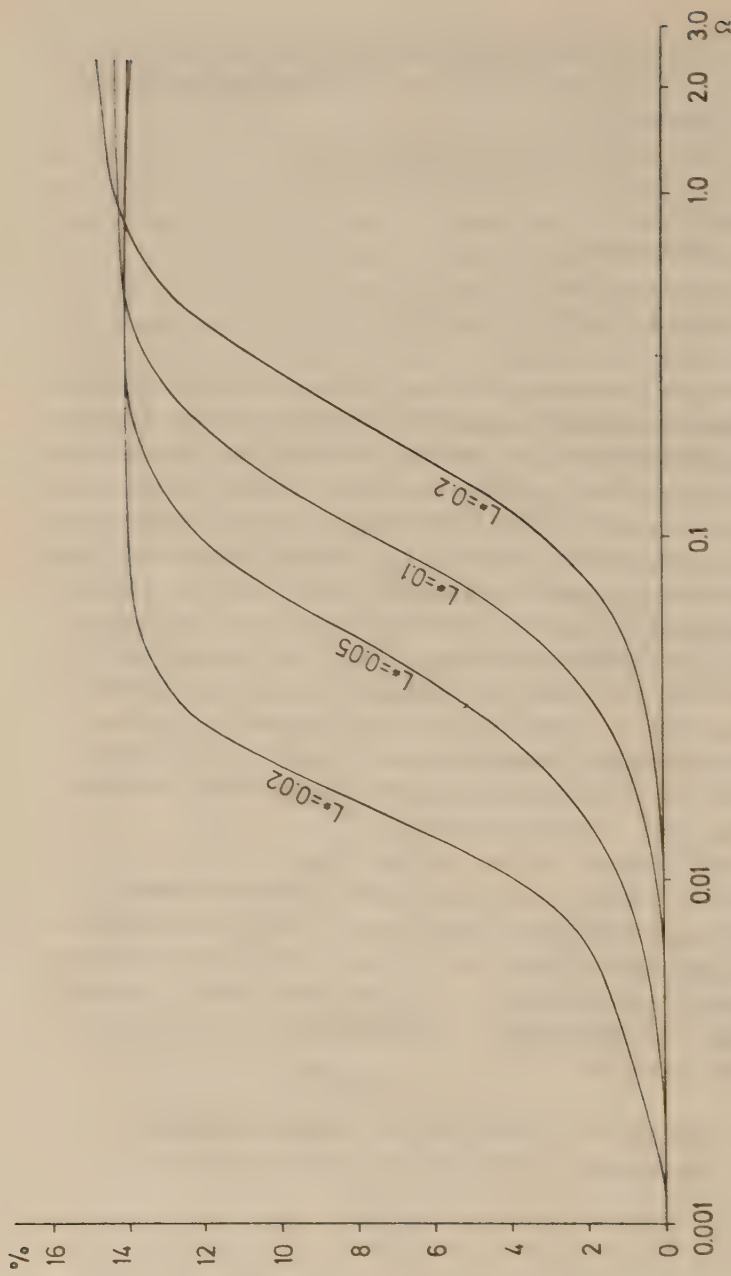


Abb. 6.2: Relative Mehranzeige des Anemometers in %
in Abhängigkeit von der normierten Frequenz Ω

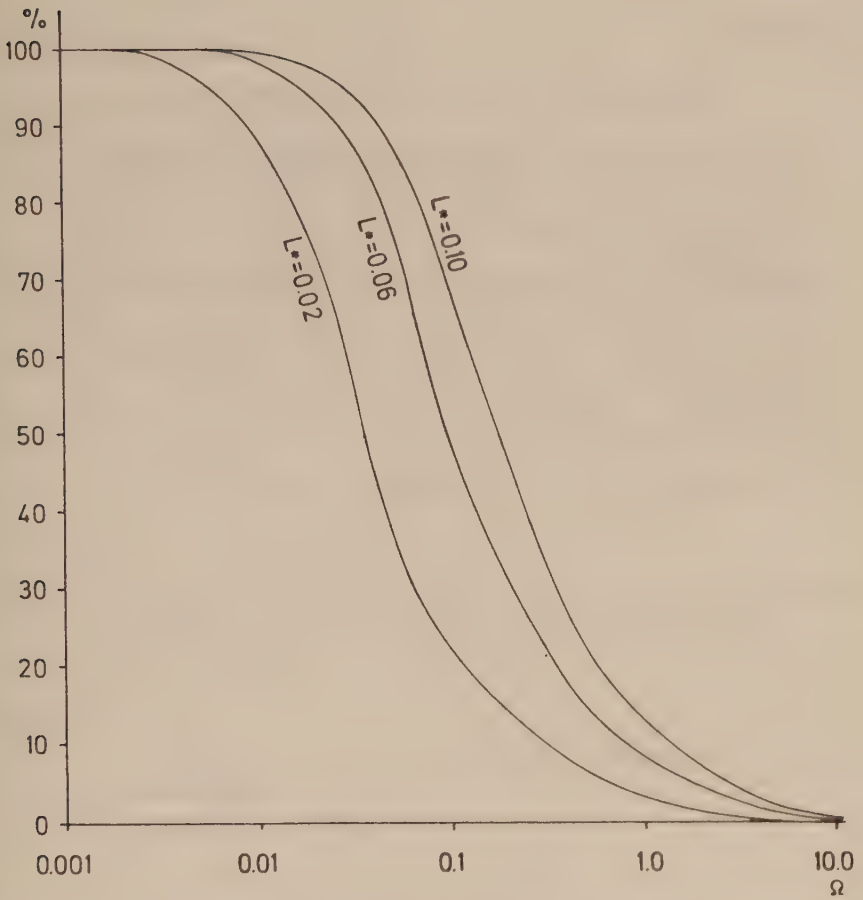


Abb. 6.3: Filterkurve des Anemometers in Abhängigkeit von der normierten Frequenz Ω

Amplitude

$$(VB_{\star} \max - VB_{\star} \min) / (V_{\star} \max - V_{\star} \min)$$

in Abhängigkeit von der normierten Frequenz Ω angibt. Wie man erwarten muß, nimmt die Amplitude der Schwankung der Anzeige des Anemometers, die bei kleinen Frequenzen ihren maximalen Wert ($= 1$) hat, mit wachsender Frequenz ab und verschwindet schließlich, was einer zeitlich konstanten Anzeige entspricht. Ganz roh kann man sagen, daß bei $\Omega / L_{\star} \approx 2$ sozusagen noch die halbe Windschwankung "durchkommt", bei $\Omega / L_{\star} \approx 0,1$ fast 100 %, bei $\Omega / L_{\star} \approx 1$ etwa 70 % und bei $\Omega / L_{\star} \approx 10$ etwa noch 10 %.

Literaturverzeichnis

Brevoort, N.J./U.T. Joyner

Aerodynamic characteristics of anemometer cups.

Tech. Note, NACA, No. 489, 1-7, 1934

Deacon, E.L.

The over-estimation error of cup anemometers in fluctuating winds.

J. Sci. Instr., 28, 231-234, 1950

Patterson, J.

The Cup Anemometer.

Roy. Soc. Canada Trans., Third Series, vol. XX, sec. III, 1926

Sanuki, M.

Experiments on the start and stop of windmill and cup anemometers with particular reference to their over-estimation factors.

Pap. Meteor. Geophys., 3, 41-53, 1952

Schrenk, O.

Über die Trägheitsfehler des Schalenkreuz-Anemometers bei schwankender Windstärke.

Z. Tech. Phys., 10, 57-66, 1929

Thiesen, M.

Zur Theorie des Robinson'schen Schalen-Anemometers.

Repertorium für Meteorologie, Vol. 5, No. 11, 1877

Wenger, H.

Untersuchungen über die Trägheit von Schalenkreuzanemometern.

Dipl.-Arb. f. Physik, Univ. München, 1967

Yutaka, I./Norton, L.

Wind Speeds as Measured by cup and sonic Anemometers and influenced by tower structure.

J. Appl. Meteor., Nr. 9, S. 851-856, 1970

Lebenslauf

Ahmed Abdallah Makky

geb. am 14.5.1942 in Damanhour/Ägypten

als Sohn des Abdallah Houssin Makky,

und der Hamida geb. Mihanna

Seit 1972 verheiratet mit Mahasin Okda, früher Sozialberaterin

beim Ägyptischen Unterrichtsministerium, 3 Söhne

Mohamed geb. 10.5.76 in Kairo

Hescham geb. 26.5.78 in München

Esam geb. 3.6.79 In München

1961 Abitur (bestanden) mit den Fächern Arabisch, 2 europ.
Sprachen, Mathematik, Physik, Chemie, Biologie

1961-1965 Studium Physik und Mathematik an der Naturwissensch.
Fakultät der Universität Alexandria

1965 Bachelor of Science (sehr gut)

1966 Diplom Meteorologie (gut)
Naturwissensch. Fakultät der Universität Kairo

1966-1967 Kurs in synopt. Meteorologie
Kurs in Agro- und Mikrometeorologie am Meteorolog. Institut
des Ägyptischen Wetterdienstes (MIRT = Meteorological
Institute for Research and Trainig)

1967- noch Tätigkeit bei der Mikrometeorol. Abteilung des MIRT mit
prakt. Arbeiten und Fortbildungskursen

1969-1970 UNDP-Stipendiat am Hydrometeorologischen Institut Leningrad

1970 Kurs in Agro- und Mikrometeorologie beim MIRT

1976-1977 Studium der deutschen Sprache am Goethe-Institut Freiburg
und an der Universität München, DAAD-Stipendiat

1977-1981 Doktorand am Meteorologischen Institut der Universität
München

